



TITLE:

印象派物理学で描きだす身近に潜むシンプルな物理: しずく、あわ、真珠、クモの巣を題材として(講義,第56回物性若手夏の学校(2011年度) 研究と人生の指針-Beyond the CoMPaSS of your field.-,講義ノート)

AUTHOR(S):

奥村, 剛

CITATION:

奥村, 剛. 印象派物理学で描きだす身近に潜むシンプルな物理: しずく、あわ、真珠、クモの巣を題材として(講義,第56回物性若手夏の学校(2011年度) 研究と人生の指針-Beyond the CoMPaSS of your field.-,講義ノート). 物性研究 2012, 97(5): 1058-1081

ISSUE DATE:

2012-02-05

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/172050>

RIGHT:

印象派物理学で描きだす身近に潜むシンプルな物理：

しずく、あわ、真珠、クモの巣を題材として

奥村剛

お茶の水女子大学大学院・理学部物理学科

2011 年 8 月 第 56 回物性若手夏の学校 講義テキスト

I. はじめに

物理を好むものは美しくてシンプルなものが好きだ。多くのことが一つの式から説明できてしまう。そんなことにわくわくする。高校でニュートンの運動方程式を知り、そんな体験をはじめてして、大学に入ると、それまでばらばらに習っていた電気や磁気の法則がマクスウェルの式にまとまってしまうことを知る。さらに、いろいろな意味で極限的な世界へ目を向けると、もはやわれわれの常識の通用しない驚くべき、そして美しくてシンプルな世界が広がっていることを知り、やはりわくわくする。例えば、量子力学では極微の世界、相対論では超高速の世界、統計力学では系を構成する自由度が無数の世界、そして、素粒子論では高エネルギーの世界を学んできたわけだ。一方で、極限的な世界とは無縁に見える、日常目にする現象やさまざまなテクノロジーの開発現場で立ちはだかる泥臭い問題に対しては、美しくてシンプルなものを目指す物理学は無力的なのだろうか？最近の研究を通して、私はそんなことはないのではないかと真剣に思い始めている。

そのきっかけとなったのは物理学における「印象派主義」だ。これは、1991 年にノーベル物理学賞を受賞した故ドウジェンヌ博士らが、自分たちの研究スタイルを印象派画家たちにたとえ、実践した手法である。いわば、印象派画家が詳細を描かないことでかえって美の本質を浮き立たせているように、数学的詳細を大胆に切り落とすことで背後にあるシンプルな物理的本質を浮かび上がらせるというスタイルである。なお、ドウジェンヌ博士はノーベル賞受賞講演を「ソフトマター」というタイトルで行い、これが「ソフトマター」という新しい学問分野のはじまりであり、物理学における印象派の精神はソフトマター分野の重要な方法である。

私は 2003 年に彼の本を翻訳する機会を得て、そのあとがきを「印象派物理の薦め」というタイトルで書いた。恐らく「印象派物理」という言葉が使われたのは、これがはじめてだったと思われる。私にはいかにも物理らしい手法に感じられたのでひそかに（？）物理と

という言葉を加えてみたのだ。

それから、自ら印象派物理学のスタイルを貫くうちに、最近、私には、その当時には思いもかけなかった、印象派物理学の本当のパワーが分かってきたような気がする。「印象派物理学」の目を通してみると、身の回りの世界にもシンプルな法則が転がっていることが分かってきたのだ。そして、ひとたびシンプルな法則が浮かび上がると、その裏には必ずシンプルで直感的な物理的理解が潜んでいることが明らかになってきた。こうして、上に述べたように、美しくてシンプルなものを目指す物理学に対する私のイメージが変わってきたのだ。

こうして見つかる法則のひとつひとつは、いままでの物理の多くが目指してきたものとは違い、普遍的ではない。しかし、印象派物理学は、方法論としては普遍的であり、無数の問題に適用できる可能性があり、物理学の無限の可能性を示唆してくれる。しかも、現実の問題を解決するための指導原理を提示できる可能性も持つ。

最近、私が研究室の学生とともにわくわくしながら体験してきた研究例を交えて、これらのことを示したい。講義内容は、これからさまざまな物性物理を目指す皆さんにとってもきっと役立つと思う。

講義では、基礎科学は芸術であり文化であることを強調したい。また、偉大な研究者たちが、いかに楽しみながら研究を行ってきたかについてもお話ししたい。

補足：このテキストを書き進めていくうちに、時間的にもスペース的にも、印象派物理学の理論的側面まで含めてバランスよく書くことはできないことが分かった。そこで、テキストでは思い切って理論的側面はごく軽く触れるにとどめた。講義では逆にそこにより多くの時間を割いて詳しく解説をしていきたいと思う。理論的な側面については物理学会誌の2011年2月号に執筆した解説記事も参考にさせていただきたい[1]。

II. つぎつぎに確立される身の回りの自然法則

最近、我々の研究室では、いくつかの自然法則がかなり明確な形で発見されてきている。その例を実験データをもとに紹介しよう。まず、はじめは滴（しずく）の融合に関する例だ[2]（横田万里亜さんとの共同研究）。

A. 擬2次元空間での液滴の融合現象

雨粒が池に落ちるときや、ドリップ方式でコーヒーを入れるとき、液滴は液槽に融合する。だれもが日常目にしていて、あたりまえのことと認識していると思う。しかし、後で述べるように滴の融合現象の理解が本格的に始まったのはごく最近のことである。我々は、へ

レシウセルという平べったい水槽をつかって擬2次元空間をつくりその閉じ込められた空間の中で、滴（しずく）の融合を観察した。この実験に使用した装置を図1に示す。さらに、融合初期の様子を図2に、後半の様子を図3に示す。

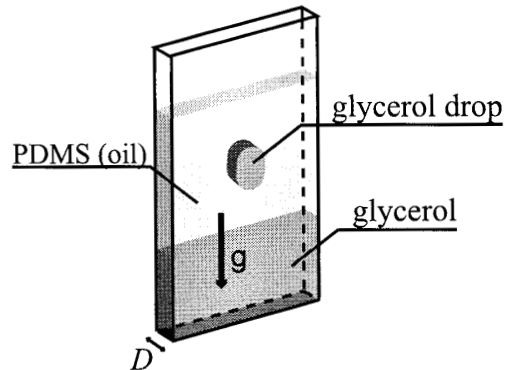


図 1: 擬2次元空間での滴（しずく）の融合実験のための実験装置の概略図。平べったい液槽（ヘレシウセル）を鉛直に立て、まず、比重の小さいシリコン油（PDMS）をセルに注ぎ、その後にグリセリンという粘度の高いアルコールを注ぐと、比重の小さい油が上に押し上げられ、下にグリセリンがたまる。この2相分離状態の上方からグリセリンの滴を注入すると、重力によりグリセリン液滴が下降して油・グリセリン界面に達し融合現象がスタートする。

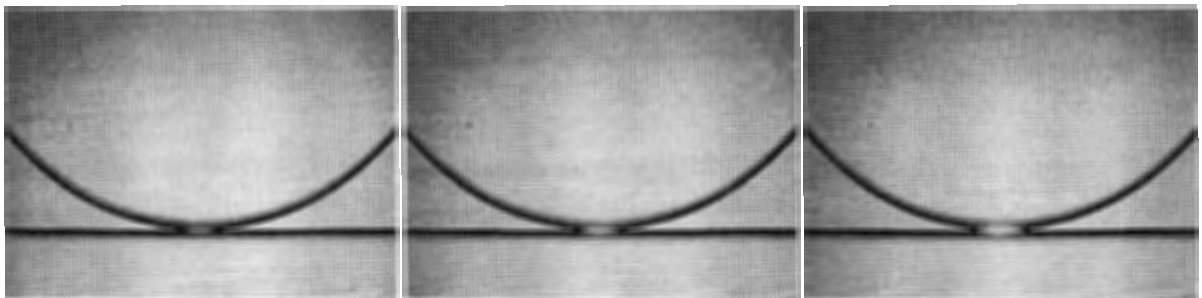


図 2: 擬2次元空間での滴（しずく）の融合の前半の連続写真。4 ms 間隔の写真を3枚並べてある。滴と液槽に連結部分ができている。これをネックと呼び、この部分のサイズを測定することで動力学の詳細を調べている。



図 3: 擬2次元空間での滴（しずく）の融合の後半の連続写真。40 ms 間隔の写真を3枚並べてある。後半の方は、時間間隔が10倍あるのに殆ど変化していない。後半にかけて融合が大きくスローダウンするのだ。

これらの写真には、グリセリンというアルコールの滴（しずく）が、同じグリセリンの液

槽に融合していく瞬間が高速カメラによって捉えられている。滴と液槽はまずネックを形成してその幅が増大することで融合することが分かる。前半と後半では見た目も全く違出し、ネックの幅 r の時間変化の速さも大きく異なっている。後半は 10 倍の時間間隔でコマが並んでるのに殆ど変化がない。後半では、融合過程が顕著にスローダウンしているのだ。

このことを定量的にみるためにネックの幅 r の時間変化をグラフにしたものが図 4 左である。滴の大きさはどれも半径 5 mm 程度、ヘレシヨウセルの厚みは \square と \circ が 0.7 mm、その他は 1 mm で、これも大差はない。一方、滴の粘性はグリセリンに水を加えることで大きく変えている。これらのデータを比べると、粘性を下げていくと融合がよりはやく起こることが分かる（粘性は、 \square 、 \circ 、 \triangle の順に 62.9, 289, 888 mPa·s）。なお、この滴は、粘性が 1 mPa·s 程度のさらさらの油で囲まれており、油はセルとなじみがいいので液槽とセルの壁面との間（及び、液滴とセルの壁面との間）にもこの油の薄膜がある。

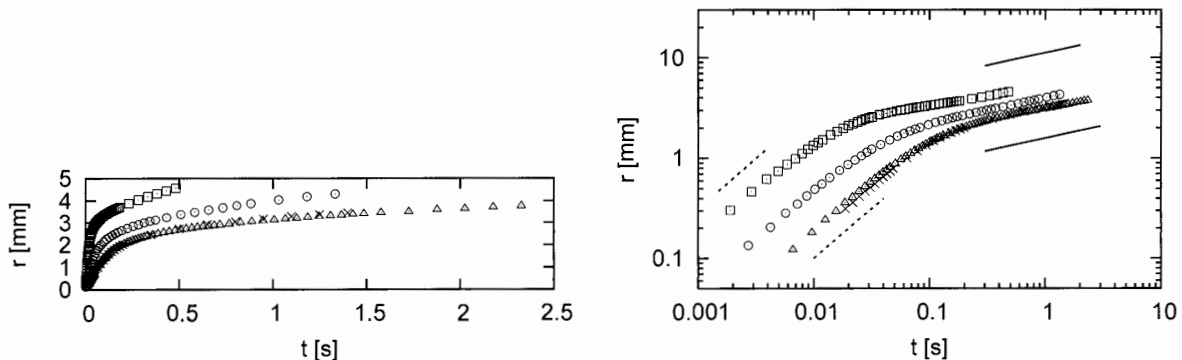


図 4: ネックの横幅 r を経過時間 t に対してプロットしたもの。右の log-log プロットで見ると前半と後半でそれぞれ異なる傾きをもつ直線になっており、異なるスケーリング法則が成り立つことが推測される。各マークに対する、粘性 η [mPa·s]、セルの厚み D [mm] と滴の半径 R [mm] は、順に次の通り。 \square : 62.9, 0.7, 5.62。 \circ : 289, 0.7, 5.56。 \triangle : 888, 1.0, 4.13。 \times : 964, 1.0, 4.32。なお、図 2 と図 3 の写真は \triangle のデータに対応する。

グラフの両軸を log スケールに取り直してみると（図 4 右）、前半部分と後半部分に傾きの異なる直線部分が見て取れる。これらの傾きはそれぞれ 1 と 1/4 である。このことをヒントに大胆に理論を展開すると次の理論式を導くことができる。

その理論によれば、後半の部分ではネックの幅 r と経過時間 t は次の関係式を満たす。

$$\frac{r}{\sqrt{RD}} \simeq \left(\frac{t}{\tau_f} \right)^{1/4} \quad (1)$$

ただし、 R と D はそれぞれ滴の半径とセルの厚みを表す。この式は、特徴的長さ \sqrt{RD} と次式で定義される特徴的時間 τ_f で規格化されていて、両辺が無次元化されている。ただし、特

微的時間 τ_f は

$$\tau_f = \frac{R\eta}{\gamma} \quad (2)$$

である。ここで、 η と γ は粘性と表面張力を表す。

式 (1) の両辺を結んでいる記号は等号ではない。この記号 \simeq は、**両辺が（無次元の）数値係数を除いては等しい**という意味をあらわしている。この数値係数の大きさは、ときには10分の一や10に近いこともあるが、大体一程度であるということも暗に示している。つまり、この記号 \simeq は、**両辺のオーダーが等しい**ということも示している。

さらに、理論を組み立てていく際に、関係式 (1) は、ネックの幅 r が特徴的長さ \sqrt{RD} よりも大きくないと成り立たないことが分かってくる。つまり、（数値係数が1程度であることも考慮すると）式 (1) は

$$r \gtrsim \sqrt{RD} \quad (3)$$

$$t \gtrsim \tau_f \quad (4)$$

の領域でよく成り立っているはずであることが分かっている。

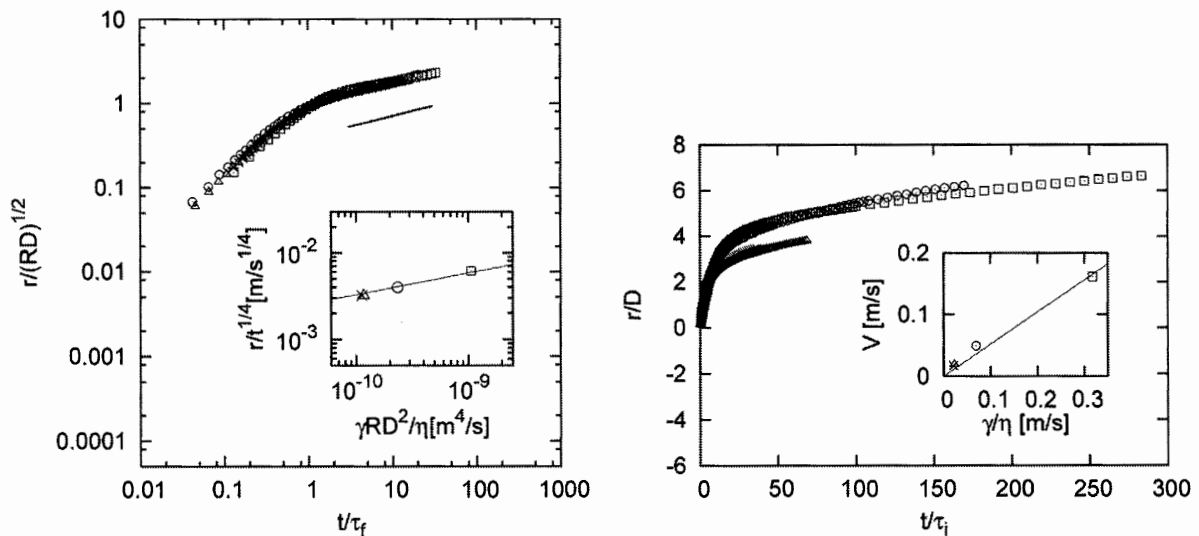


図 5: ネックの時間成長。左のグラフでは、データコラプスにより動力学後半部の理論式が正当化されている。メインプロットは全体的印象を明らかにし、インセットが定量的な一致を明らかにしている。前半部分について同様のコラプスと定量的検証を示したのが右のメインプロットとインセットプロットである。

この理論によれば、後半部分の log-log プロットの傾きは $1/4$ であり、このことは図 4 右の実験結果と整合している。そこで、理論式 (1) の妥当性をさらにチェックするために図 4 右のグラフの軸を式 (1) に従って、**無次元化**してみると図 5 左が得られる。すると、式

(3) と (4) の領域では、いろいろな条件で行った結果が、一つの曲線に一致してしまう。このように、ばらばらに見えたデータがひとつのマスターカーブに収束していく様をデータコラプス (data collapse) という。このコラプスは、決して偶然に起こっているのではない。このことは、式 (1) に立ち戻ってみればすぐにわかる。無次元化された変数 $x = t/\tau_f$ と $y = r/\sqrt{RD}$ を導入すると式 (1) は

$$y \simeq x^\delta \quad (5)$$

という式に表すことができる (この場合には $\delta = 1/4$)。この事実は、 R, D, η, γ 等の実験パラメータを変えて実験を行うと、そのいずれの結果もこの一つの式で表せることを表している。だから、図 5 左に示されているコラプスによって実験と理論の一致が明確な形で検証できたといえることができる。

なお、式 (5) の形で与えられた法則をスケーリング法則と呼び、 δ をスケーリング指数と呼ぶ。スケーリング法則というからには、スケールを変えても成り立つ必要がある。つまり、 x を 10 倍 (ワンオーダー) 変化させても同じ法則が成り立っていてほしい。いいかえると log-log プロットの x 軸のワンオーダー分の領域にわたる直線部分が見えて欲しい。従って、実験条件を 10 倍程度は変えた実験を行わないと法則を検証することはできない。スケーリング法則を検証するからにはスケールの異なる領域での実験を一度に行う必要があるのである。

ところで図 5 左のようなコラプスを確認するにはある程度「引いて (全体が見えるようにして)」グラフを示すのが妥当である。もちろん実験データであるから、拡大してみればコラプスは完全ではない。逆に引きすぎればコラプスがあまりよくなくてもコラプスしたように見える。このような事情があるので、実はデータコラプスを見せられたからといってすぐに信用してはいけない。この点を補うために示してあるのが図 5 左のインセットである。これについて説明しよう。

理論式 (1) を変形すると

$$\frac{r}{t^{1/4}} \simeq \left(\frac{\gamma RD^2}{\eta} \right)^{1/4} \quad (6)$$

が得られる。これと、式 (3) と (4) の成立領域に注意すると、 t が十分大きい領域では、 $r/t^{1/4}$ は時間によらない一定の値となる。この量と実験パラメータで表わされた量 $\gamma RD^2/\eta$ を log-log プロットすれば、理論が正しいならば、傾きが $1/4$ の直線上に乗るはずである。これを示したのが、図 5 左のインセットである。もちろん完全ではないが、 $\gamma RD^2/\eta$ がワンオーダー (10 倍) 違っててもほぼ同じ直線上に乗っており、スケーリング法則であるといっ

よいだろう。いわば、図5左のメイングラフは「印象」をあたえる示し方で、図5左のインセットはそれを補う定量的な示し方であるといえる。

なお、実験的には1/4というのは本当に弱いべきである。なにしろ x を16倍に変えても y は2倍しか変化しないのである（日常的な実験環境において、実験条件を何十倍も変えるというのは多くの場合それほど簡単ではない）。このことを実感できるように図5左のメインとインセットはともに傾き1の直線が45度程度になるように軸の比を選んである。こうすることによって、弱いべきである1/4が実感できるように工夫してあるのだ。

前半の部分についても、同様のデータコラプスを見てみよう。後で述べる理論によれば、ネックの幅 r と経過時間 t は次の関係式を満たす。

$$\frac{r}{D} \simeq \frac{t}{\tau_i} \quad (7)$$

この式は、特徴的長さ D （セルの幅）と次式で定義される特徴的時間 τ_i で規格化されていて、両辺が無次元化されている。ただし、特徴的時間 τ_i は

$$\tau_i = \frac{D\eta}{\gamma} \quad (8)$$

である。

さらに、理論を組み立てていく際に、関係式(7)は、ネックの幅 r がセルの幅 D よりも小さくないと成り立たないことが分かってくる。つまり、(数値係数が1程度であることも考慮すると)式(7)は

$$r \lesssim D \quad (9)$$

$$t \lesssim \tau_i \quad (10)$$

の領域ではよく成り立っているはずであることが分かっている。

この理論を検証するためにこの理論式(7)をもとに図4をリスケールして無次元量のプロットを示したのが図5右のメインプロットである。期待通りに式(9)、(10)を満たす領域ではデータがコラプスしている。なお、このプロットの軸はログスケールにしていない。一般に、 $\delta = 1$ の場合のスケーリング法則においては、ログスケールにすべきではないのだ。理由は、 $\delta = 1$ の場合には、ログスケールにしなくても直線を確認することができ、実験データは極力加工しない方が実感をより正確に伝えられるからである。インセットは、理論式(7)を変形した

$$V \equiv \frac{r}{t} \simeq \frac{\gamma}{\eta} \quad (11)$$

を定量的に検証したものである。式（9）、（10）を満たす領域では r/t が一定となり、この値は図5右のメインプロットの初期の直線部分の傾きとして与えられる。この量と実験パラメータで決まる量 γ/η は、理論が妥当ならば比例する。このことが、インセットによって、ほぼワンオーダーにわたって検証されている。この場合にも軸はログログにしないのは前と同様の精神である。

このようにして2つのスケーリング法則を検証してきた。この方法では、たとえ自分の専門分野ではない現象の実験であっても、その人自身が、**自分で実験と理論がよく合っていることを明確に判断できる**。

しかも、このような手法ででてきたスケーリング法則は、**現象の本質的パラメータを抽出している**。これにより、その現象を支配する物理を明らかにできる（導出法までさかのぼるとさらにいっそうこの点がはっきりする）。例えば、最終結果には、表面張力 γ や粘性 η が現れているから、この現象は表面張力と粘性に支配された現象であることが分かる。さらに、最終結果には、重力加速度 g や液体密度 ρ がでてきていないので、この現象には重力や液体密度が関与していないことがわかる。従って、重力が微小な宇宙空間でも全く同様の法則が成り立つはずなのである（ただし、この現象を観測するために滴と液槽をゆっくり近づけるために、実は重力を使っているので、この点は工夫が必要）。

さらに、このような手法ででてきたスケーリング法則は、**これらの本質的パラメータが現象にどの程度強くかわるかをべき乗則の形でシンプルに示している**。べき乗則であるから誰でも簡単に暗算でどのパラメータを動かすとどの方向に現象が変化するかがちどころに分かる。例えば、式（6）を見れば、融合の後半を早く進めるには、 D を変えるのが一番有効であることが分かる。なぜなら、融合の後半を早く進めるには、 $\gamma, R, D, 1/\eta$ を大きくすることが考えられるが、 $\gamma, R, 1/\eta$ は弱いべき $1/4$ でスケールしており、 D はそれよりは強いべき $1/2$ でスケールしているからである。このようなことから、スケーリング法則は、その現象にかかわる製品開発をしているときなどにも、**研究者や技術者が、トライアル・アンド・エラーを最小限に抑えるために、直感的に使いこなすことのできる指導原理となり得る**であろう。

B. 擬2次元空間でのバブルの上昇

次の例として、やはりヘレショウセルを使った実験を紹介しよう [3]（江里綾子さんとの共同研究）。この実験ではヘレショウセルに油を入れ、容器の底からバブルを注入してその上昇速度を測定するという非常にシンプルな実験である。中学や高校の授業でも体験できて

	+	×	*	□	■	○	●	◇
D [mm]	0.4	0.5	0.7	1.0	1.5	2.0	3.0	5.0
ν [cS]	100	100	500	1000	1000	3000	5000	10000

表 I: 図 7 のバブルの上昇速度のマークとセルの厚み D 、油の動粘性 ν の関係。油（PDMS）の密度は約 1 g/cm^3 である（正確には、動粘性が $\nu = 100, 500\text{--}3000, 5000\text{--}10000 \text{ cS}$ の場合に、それぞれ、 $0.965, 0.970, 0.975 \text{ g/cm}^3$ である）。

しまう実験だと思う。こんなにもありふれた現象からも驚くほど明確な法則を発見することができたので、紹介しよう。

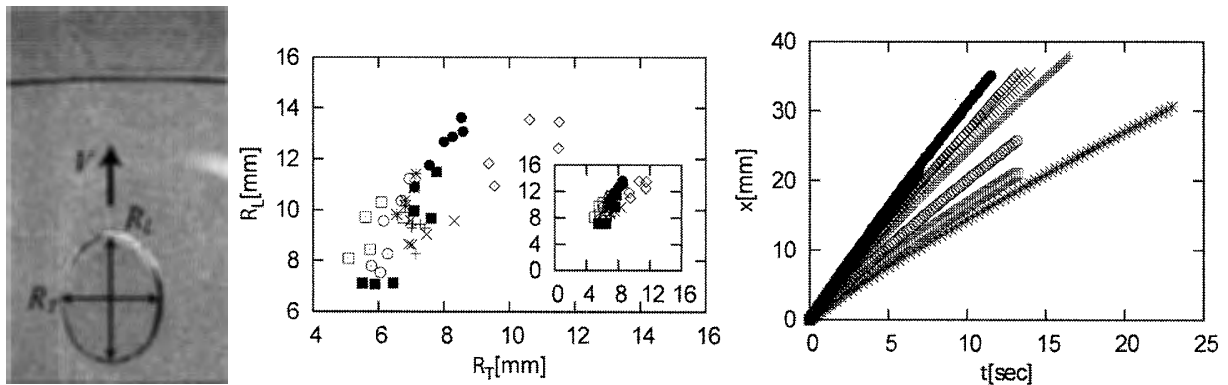


図 6: 擬 2 次元バブルの上昇（左）。バブルはわずかにひずむ。その長軸 R_L と短軸を R_T をプロットした図（中）。バブルの中心の座標を時間に対してプロットした図（右）。セルの厚み D 、バブルの大きさ、油の粘性を変えているいろいろの実験を行った。その一部がここに示されている。

セル中を上昇するバブルは図 6 左のように真円ではなくわずかに縦長になっている。これを定量的に示したのが図 6 中である。さらに、バブルの中心位置を時間に対してプロットすると図 6 右のようになり、バブルがほぼ一定の速度で上昇していることがわかる。なお、バブルを注入してすぐは速度が安定していないので、図 6 右では、その後に定常になったところを時刻の原点に取っているグラフを示している。

この実験を条件を変えながら実験を行い図 6 右のような直線部分から上昇速度 V を実験的に求めてセルの厚み D とバブルの短軸 R_T に対してプロットしたのが図 7 である。なお実験条件は表 I に示すとおりである。この図 7 と表を見比べてみてもきれいな法則性を見つけ出すのは容易ではないだろう。ところが、印象派の精神で大胆に理論を作ると美しいデータコラプスを確認できるのだ。

理論によれば、

$$V \simeq \rho g D^2 / \eta \quad (12)$$

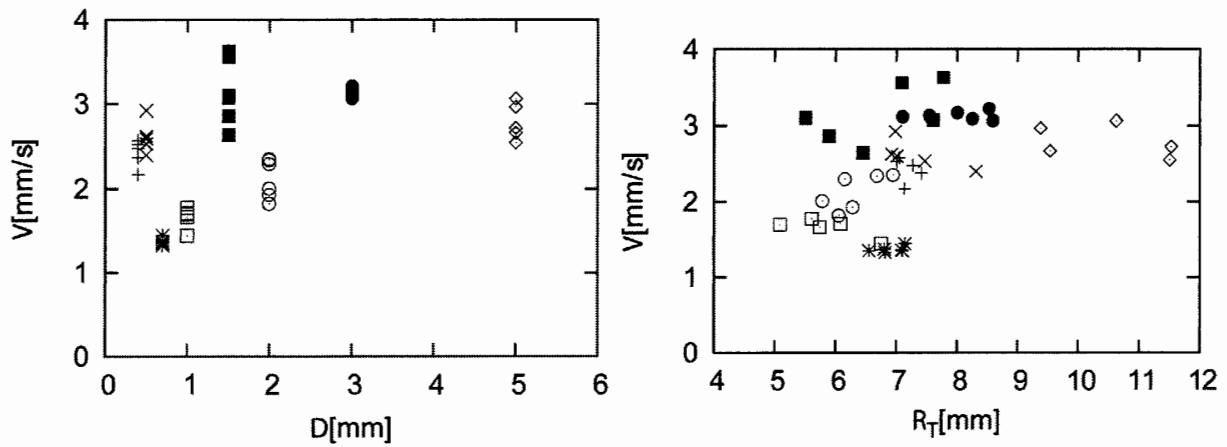


図 7: 擬 2 次元バブルの上昇速度をセルの厚み D とバブルの短軸 R_T に対してプロットしたもの。

が予言される。ここで ρ, g は液体の密度と重力加速度だ。これを無次元化した式は

$$\frac{R_T}{R_L} Ca = (\kappa D)^2 \quad (13)$$

と書き表すことができる。ここで、 R_L と R_T はバブルの長軸と短軸であり、速度を規格化した無次元数である毛管数 Ca と、重力と表面張力の大小関係を表す毛管長 κ^{-1} は次のように定義される：

$$Ca = \eta V / \gamma \quad (14)$$

$$\kappa^{-1} = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho g}} \quad (15)$$

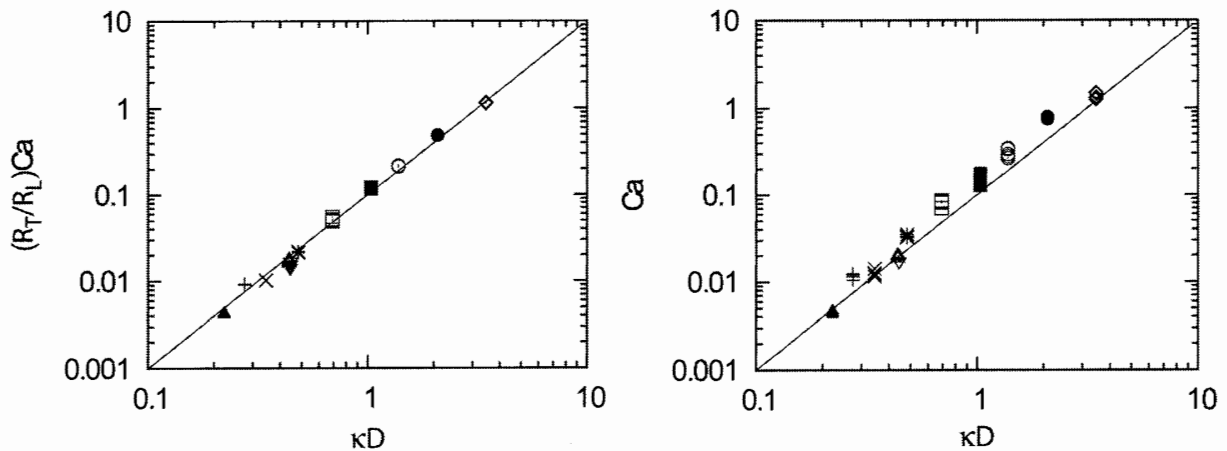


図 8: 擬 2 次元バブルの上昇法則におけるデータコラプス。右は、左のコラプスがいまいちきれいなので、わざとに近い因子 R_T/R_L を省いてプロットしたもの。確かにこの因子を入れた左の方がよくコラプスしていることが分かる。

理論式 (13) に従って、軸を取ってデータのコラプスを示したのが図 8 左である。図 7 ではばらばらに見えた 40 以上のデータ点が驚くほどきれいに理論直線にコラプスしている。

再現性がとてもよいので同じ条件で行った点はほとんど完璧に一致してしまい一つのデータ点に見えてしまっている。その点が分かりやすいように、わざと一に近い因子 R_T/R_L を省いてプロットしたものが右のグラフである。確かにこの因子 R_T/R_L を入れた左の方がよくコラプスしていることが分かる。

なお、このようにして明確に検証された自然法則は、流体力学の教科書に必ず記述されているストークスの抵抗法則

$$F = 6\pi\eta RV \quad (16)$$

が擬2次元空間でどのように置き換えられるかを示した重要な結果である。この法則は、半径 R の粘性の高い流体球（固体球）が、速さ V をもつ粘性 η の流体の中で受ける抵抗力を与えるものである。我々の実験 [3] からわかったのは（ここに示していない液中液滴の下降・上昇実験の結果と合わせると）、3次元の場合の法則 $F \simeq \eta RV$ が、擬2次元では、障害物である滴の内部粘性とその周囲の粘性との相対関係に応じて次のように置き換えられるということである。

$$\eta V R \Rightarrow \begin{cases} \eta V R_T^2/D & \text{周囲の流体の粘性が高い場合} \\ \eta_D V R_T R_L/D & \text{流体の滴の粘性が高い場合} \end{cases} \quad (17)$$

古くから知られた3次元球の場合とは違って、我々の研究からは比例係数 6π に相当する数値係数を知ることはできない。しかし、こうして得られた結果は、DNA チップ技術等の基礎となるマイクロ流体力学的应用にも重要な知見である。

C. 粉粒体媒質における抵抗法則

次に、式 (17) の法則が媒質を流体ではなく粉粒体に置き換えたらどうなるかを調べた研究を紹介する [4]（竹原由佳さん、藤本沙知香さんとの共同研究）。そこで、図9に示した装置を使って半径 R で中心に半径 R_0 の穴のあいたワッシャーを粉粒体媒質中で速度 V で引っ張ったときに働く力を測定した。

直接の力の測定結果の代表的なものを図10左に示す。結果は激しく揺らいでおり、こんな生データからおよそ美しい結果など出てくるものかと思われるかもしれない。我々もはじめは絶望的であったが、最終的には、驚くほどきれいなデータコラプスを得ることができた。これについて説明しよう。

まず、図10右に示したように、同じ条件で10回実験を繰り返し、それを重ねて描き、さらにその平均値を太い線で重ねてみる。すると太い線はかなり平らに見える。なお、右の方

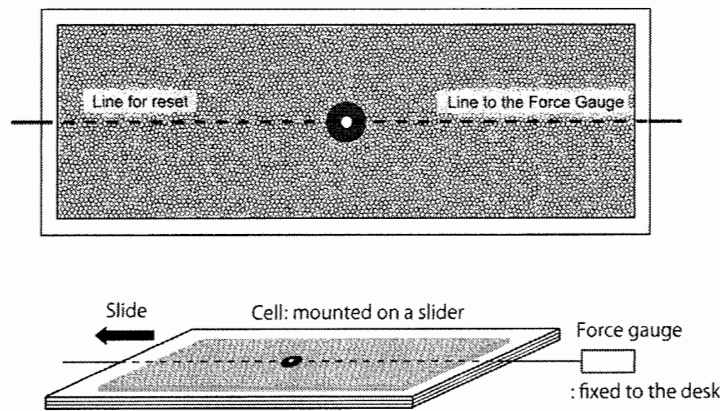


図 9: 粉粒体中で障害物に働く抵抗力を測定する実験装置。セルがスライダーにマウントされて左の方向に動く。障害物は、実験台に固定されたフォースゲージと殆ど伸びない釣り糸でつながっている。そのため、固定された障害物に対し粉粒体媒質が一定速度で移動することになる。

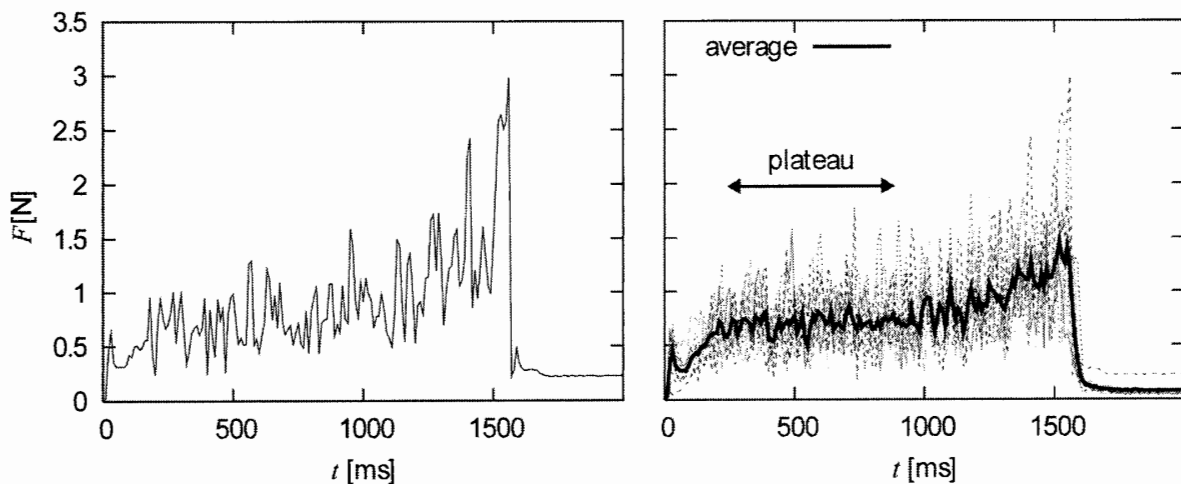


図 10: 障害物に働く抵抗力を時間の関数として示した図（左）。激しく揺らいでいる。右は同じ条件で測定した図を 10 回分重ね、その平均を太い線で示してある。矢印で示した領域では速度がほぼ一定とみなせる。この領域での平均値を抵抗力として以下の解析を行う。矢印の領域より右側の部分で力が上昇するのはセルの右側の壁が障害物に近づいてくるための有限サイズ効果。

でこの太い線が右上がりになるのは、障害物がセルの右側の壁に近づき、その影響で力が上昇しているからである。さて、このようにして得た、平らな部分の平均値を、その速度、その障害物サイズに働く抵抗力と定義してみよう。このようにして、障害物サイズ、引きずり速度をいろいろに変えて抵抗力を速度の関数にしたものが図 11 左である。横軸を速度の 2 乗に変えてみると図 11 右のようなきれいな直線関係が現れる。この事実を頼りに、大胆に印象派の精神で理論を構築すると次の関係式が得られる。

$$F - F_0 \simeq \phi \rho R (R^2 - R_0^2) V^2 / d \quad (18)$$

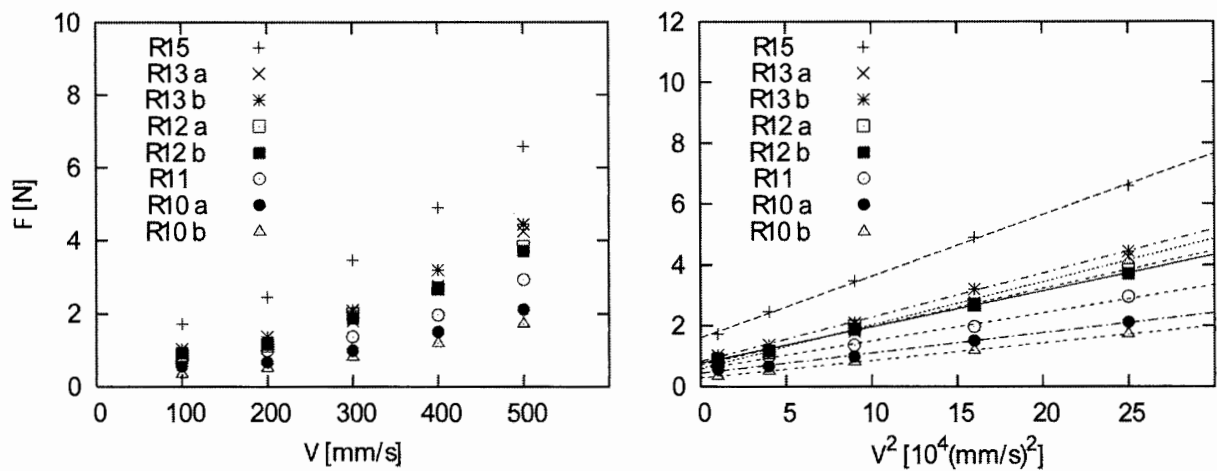


図 11: 障害物に働く抵抗力の平均値を引きずり速度の関数として示した図 (左)。横軸を速度の 2 乗に変えるときれいな直線関係が現れる (右)。R15 の記号はワッシャーの半径が 15 mm であることを示す。R10a と R10b の違いについては原論文参照。

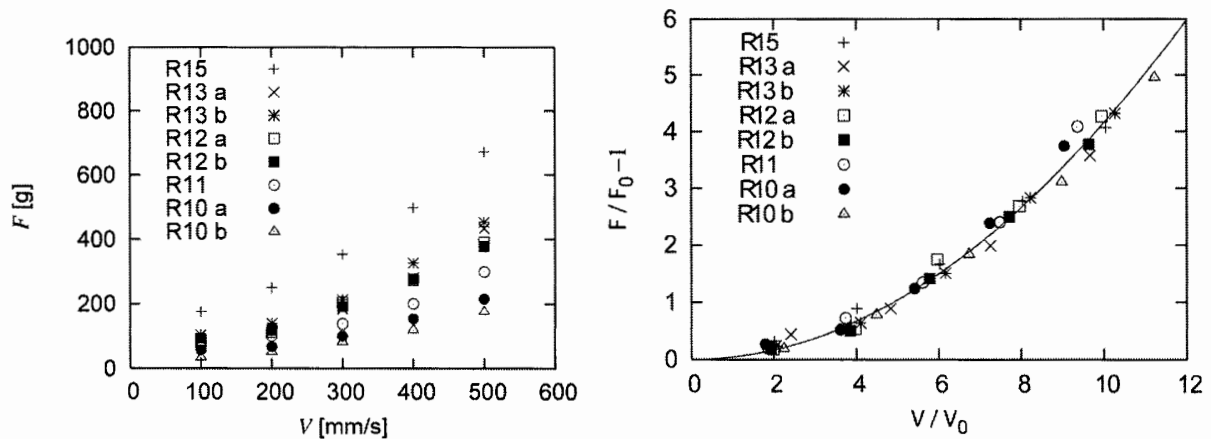


図 12: 障害物に働く抵抗力の平均値を引きずり速度の関数として示した図 (左; 再掲) と、そのグラフを理論式に従ってリスケールした図 (右)。左のばらばらだった曲線群がきれいにひとつのマスターカーブにコラプスしている。

この式を無次元化すると

$$F/F_0 - 1 = (kV/V_0)^2 \quad (19)$$

とかける。ここで特徴的速度 V_0 は

$$V_0^2 = \frac{F_0 d}{4\phi\rho R(R^2 - R_0^2)} \quad (20)$$

で与えられる。この式に基づいて軸を取りなおしたのが図 12 右となる。再掲した図 12 左が右のグラフに美しくコラプスしていることが分かる。

III. 理論的側面

これまでに示した例は、見た目にもそれぞれに異なる現象であるが、それらの現象から自然法則を確立する方法論は共通であった。その方法とは、実験を行い、スケーリング法則を確認する。それをヒントに、大胆に理論を構築し、その理論に基づいてデータコラプスを明確な形で確認するというものだった。

大胆に理論を構築するとはどういうことかの説明をはじめよう。この部分は、それぞれに背景となる知識が必要となるので、本テキストではごくさっと一例を示すにとどめ講義で、基礎知識も含めて、じっくりと議論したい（前述の [1] も参考になる）。

A. 3次元の滴の融合

3次元の滴の融合の法則を導いてみよう。滴の融合の際に形成されるネック部分は半径 r で厚みが d の円柱とみなせる。この部分の質量 M は、密度を ρ とすると

$$M = \rho \pi r^2 d \quad (21)$$

と見積もることができる。厚み d はピタゴラスの定理により

$$R^2 = (R - d)^2 + r^2 \quad (22)$$

を満たす。従って、融合の初期では

$$d \simeq r^2 / R \quad (23)$$

という関係式が使える。

この円柱の直径が増えていくのはこの部分は表面張力によって円周方向に引っ張られるからである。この力は、単位面積あたりに働く力である表面張力 γ に円周長 $2\pi r$ をかけることで見積もれる。これに対抗する力としては粘性力と慣性力が考えられる。従って、慣性力が粘性力を上回る場合には、円柱部分の運動方程式は

$$\frac{d(MV)}{dt} \simeq \gamma r \quad (24)$$

となる。この式を $V = dr/dt$ に注意して解くと、直ちに

$$r^4 \simeq \gamma R t^2 / \rho \quad (25)$$

が得られる。この法則は、論文 [5] でもっと厳密な計算を経て理論的に予言され、論文 [6] などで実験的に検証されている。

上に直接に示したシンプルで大胆な議論を擬2次元の場合に展開して得られたのが、式(1)などの関係式である。ここで注目して欲しいのは、ここに示した式の式変形に関する限りは、(特に、スケーリングのレベルの議論では、**殆どの場合、微分は割り算とみなしてよい**ことを教えてしまえば)、中学生の数学でも理解できることである。しかし、だからと言って、いろいろな可能性の中から、正しい関係式を導くことは、決して容易ではない。例えば、我々の研究した擬2次元の場合には油薄膜の存在などもあり、多くのデリケートな議論や仮定が必要となる。実験との詳細なつき合わせをして、背後に潜むシンプルで美しい法則をえぐりだしたのがこれまでに紹介してきた我々の研究結果である。**実験と理論を同時に進めない限りは決してたどり着くことのできない結果**といえる。いままでの我々のグループの研究における経験からわかってきていることは、ひとたび正しい式が分かると、驚くほどきれいなコラプスを得ることが可能だということである。このあたりの事情については、講義でじっくりと説明したい。

IV. 研究の背景

これまでに紹介してきた研究は、物理が大好きな皆さんには、ある意味では背景知識など不要で、そのシンプルで美しい帰結を多少なりとも楽しんでいただけたらそれで十分である。しかし、実は、これらの研究にはそれなりの背景もある。この点について紹介しよう。

A. 滴の研究

滴やバブルの動力学は、日常的な現象であるだけでなく、最近、物理分野で注目を集めている [7–12]。さらに、エマルジョンやスプレー散布 [13]、フォーム [14, 15]、商業用インクジェット印刷 [16]、マイクロ流体力学を基礎とするマイクロチップ技術 [17] などの多くの工業過程でも重要である [13–16]。このようなことから、古くから現在に至るまで盛んに研究されてきている。

例えば、滴が同じ液体の液槽に落ちると融合することはだれでも経験的に知っている。この現象の非常に興味深い例は、早くもトムソンらによって 1885 年に研究されている [18]。滴の融合現象は、多くの産業的応用にも関係していて [13]、細胞の融合、銀河団の融合などを通して生物学や天文学の研究にも関係を持ち、現在もアクティブに研究がなされている [9, 10, 19]。なかでも、粘性液体でできたバブルの寿命 [20]、液滴の融合 [2, 6]、液滴の固体基板への融合の動力学 [21] の研究では、印象派の精神に基づいたエレガントな研究 [22] がなされている。

特に、滴の融合については、高速カメラ・P Cによる画像処理技術・シミュレーション技法・印象派物理学の進化によって新しい次元での理解が進んできている。最近の研究から、融合の動力学は表面張力によって引き起こされ、これに対して、短時間領域や粘性の高い滴では粘性力が抵抗し、長時間領域や粘性の低い滴では（既に述べたように）慣性力が抵抗するということが分かってきている [5, 6]。さらに最近では、2次元の滴でも同じ法則が成立していることが分かり [23]、また表面張力と慣性力が競合する慣性領域のごく初期に新しい物理領域があることも発見されている [24]。さらに新しい粘性領域も最近発見されている [25]。

我々は、ヘレショウセル中での研究を行ってきたが、この背景には、最近、生物学、医学、化学の分野で脚光を浴びているDNAチップなどのマイクロチップ技術の要となるマイクロ流体力学に関連し、閉じ込められた空間での少量の液体＝滴の操作が重要になりつつあるという事実がある。我々は、特に、滴の融合の研究を行ってきたが、これには、ヘレショウセル中での分裂に関しては多くの深い研究がなされているものの [26, 27]、滴の融合はあまり研究がなされてこなかったという背景もある。

ヘレショウセル中でのバブルの研究については、理論研究は既に1959年に [28] に報告されている。この論文では厳密解が与えられているが、解が一意に決まっておらず、アドホックな仮定を導入して解を決めている。この仮定は、摂動論と数値計算によってさらにその妥当性と適用限界が検討されている [29]。この他にも、多くの理論研究があるが [26, 30–32]、我々の研究は、これらの先行理論研究と違い、バブルを取り囲む油の薄膜が存在していて、その取り扱いを深く考察する必要がある。

ヘレショウセル中でのバブルの実験研究もよくなされてきているが [33–35]、系統的で定量的な実験は不思議なことに全てがBrethertonの毛管中のバブルの上昇速度の研究に強く影響を受けていて [36]、そのためにそれらの実験はヘレショウセルを強く傾けて行われている。そのため、我々の行ったセルを鉛直に立てた研究は過去に定量的な実験が行われていなかった。

このような状況の下、我々は、もともと理論研究室でありながら、5年ほどあまり前に、突然、実験研究を始めた。その最初の実験はヘレショウセル中でのバブルの破裂に関するものである [37]。さらに、既に紹介したバブルの上昇等の実験により、ストークス抵抗法則を擬2次元の場合に拡張した法則を確立した [3]。さらに、高速カメラによる滴の融合の研究をはじめ、新しいスケーリング法則を発見したり、自己相似な動力学を滴の融合現象ではじめて観測したり [2]、融合現象を薄膜の破裂の観点からとらえて新しい法則を発見したりしてきている [25]。

B. 粉粒体の研究

穀物や化粧品など農業や産業において、非常に多くの物質は「粉粒体」というブラウン運動が無視できるほど大きな粒の集合体として流通している。こうした粉粒体は、雪山での雪崩を想像すれば分かるように時としては流体として振る舞い、またあるときは強固な固体となる。この液体とも固体ともいえない独特の振る舞いはいろいろな分野（例えば地震や地球物理学 [38]）でさまざまな問題を引き起こす。だから、粉粒体の振る舞いを理解することは人類にとってとても重要なのだ [39]。そこでドゥジェンヌをはじめとする物理学者たちもこの問題に取り組むようになってきた [40–42]。

特に、濃度の高い粉粒体媒質中で障害物に働く抵抗力は重要な問題である。特に、低速領域における抵抗力は、ガラスの物理に関連してホットなテーマであるジャミング転移の観点からも盛んに研究されてきた [43, 44]。低速では抵抗力は速度には依存しないという結果や [45, 46]、ごく弱い \log 依存性があるとの報告がなされている [47, 48]。反対に、1 m/s 程度の非常に高速の領域の抵抗法則は、粉粒体への固体球の衝突の実験から間接的に構成することができる（衝突時に球の速度は時々刻々変化していくので数多くの実験結果を寄せ集めて再構成する必要がある） [49, 50]。これらの両極端の中間の 100 mm/s 程度の比較的高速の領域は殆ど研究がなされてこなかった。この速度領域でも抵抗が速度によらないという報告もなされているがその実験は強い重力の影響下で行われている [51]。

我々は、この中間領域で直接にしかも重力の影響を排して抵抗力を測ることに成功した。我々の調べた速度は日常生活のスケールから見るととても速く、2 次元での実験はふたをしなければ粒子が飛び出してしまう。これはふたをすると防げるが、そうするとふたとの間に余計な抵抗が働く心配が生じる。そこで、従来の 2 次元実験で使われてきたディスク状の粉粒子の使用をやめ、球状の粒子を使った。すると心配していたふたの摩擦の影響をほとんど受けずに、分野の専門家があとと驚くような速いスピードで 2 次元の実験ができるようになったのだ。その結果、力は速度の 2 乗に比例することを見出した。

この結果は、一見すると、衝突実験 [49, 50] や希薄な粉粒体ガス中でのシミュレーションの研究 [52–54] で議論されてきた流体力学的な慣性抵抗と同じものに見える。これらの力は基本的に 2 体衝突をベースに理解ができる。しかし、本研究で観測された速度の 2 乗に比例する力はこれとはまったく物理的な起源が異なる新しい力であることが分かった。粉流体粒子は必然的に周りの他の粒子とフォースチェーンでつながりを持っているために、多重衝突をベースに理解する必要も出てくるのである。どちらも速度依存性は同じであるが（次元をもつ）係数の物理的起源が大きく異なっているのだ。当然、多重衝突起源の我々の場合の抵

抗力の方がこの係数がとても大きい。今後は、この二つの種類の抵抗のクロスオーバーや新しい力の観点から見たジャミング転移などが興味深い問題として目の前に現れてきている。

V. シンプルモデルによる研究

ここでこれまでの研究とはややスタイルが異なるが、印象派の精神に基づいて研究を進めることで、従来の研究者たちが考えもしなかったシンプルなモデルを考えて興味深い結果が得たという例についても触れておく。これらの例はいずれも物質の強さにまつわる問題である。そこで、少しだけ破壊力学についてお話ししよう。なお、我々のグループの破壊関連の（実験研究 [55] を除いた）理論とシミュレーションの研究は前述の物理学会誌 2011 年 2 月号を参考いただきたい [1]。

A. 破壊力学における応力集中

一枚のいらなくなった紙をお手元に用意して、その両端を持って軽く引っ張ってもらいたい。引っ張って破るのは意外に大変なことに気づくはずだ。次に、この紙の中央にカッターで数センチの切り込みを入れて、その切り込み線と垂直な方向に紙を引っ張ってもらいたい。今度は、いとも簡単に紙が切り込み線から破れていくはずだ。破壊力学ではこの切り込み線を線状亀裂と呼ぶ。実は、亀裂の近傍では遠方で与えた応力が増大している。これを**亀裂先端での応力集中**と呼ぶ。この応力集中のために少しの力で紙を破ることができたのだ。ものが壊れるのはかなり普遍的にこのような亀裂や欠陥が種となって起こる。しかし、亀裂を完全に取り除くことは現実にはできないし、切り欠きの入った材料を構造物として使わなければならないことも多い。そこで、このような亀裂の存在下で物質の強靱性がどのようになるのかを判定する基準を研究しようとして生まれたのが破壊力学という分野である。応力集中の印象派物理的な数式の理解については [1] を参照して欲しい。

B. 真珠層の強靱性

真珠層とは真珠の表面にある美しい輝きを作り出している層のことである。その拡大写真を図 13 に示す。この物質はアワビなどの貝殻の内側にもあり、その丈夫さを担っている。この物質はその層状構造により美しいだけでなく強靱なのだ。この物質は生物模擬学のプロトタイプの研究対象として盛んに研究されてきており、現実のパラメータを反映した詳細なモデルは多数あった。しかし、シンプルな物理的理解は進んでいなかった。そこで我々は、この物質の強靱性を示すために、層状構造体の弾性エネルギーを構築し、この層状物質が硬

い層と柔らかい層の積層構造を持つことに着目し、両者の弾性率の比が極めて小さい極限で、エネルギーを摂動展開した。その結果、応力・歪場は通常の場合のように重調和方程式を満たすのではなく、もっとシンプルに調和方程式を満たすことが分かった。さらに、亀裂が存在する場合に対応した境界条件のもとに応力・歪場の解析解を求めることに成功した。その結果、亀裂先端近傍での応力集中が減退することが解析解から示され、真珠層の強靱性に対するシンプルな理解を得ることができた [56, 57] (de Gennes 博士、濱本由香里さんとの共同研究)。

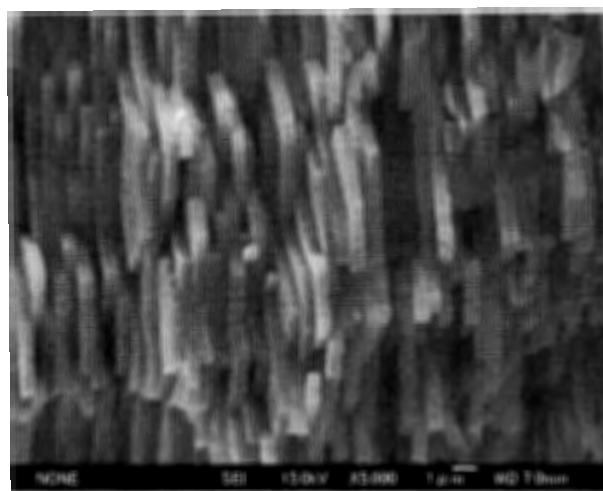


図 13: 真珠層の拡大写真 (垣澤英樹 (物質・材料研) 氏の好意による提供)。

C. クモの巣の力学特性

クモの糸の丈夫さは古くから盛んに研究されてきている。また、クモの巣は、軽くて丈夫な構造体としても注目されてきた。クモの巣の現実のパラメーターを忠実に取り入れた計算モデルも既にあり、いくつかの研究がなされてきたが、シンプルな物理的理解は進んでいなかった。そこで我々は、最大限にシンプルなモデルを構築した。とてもシンプルなので、そのモデルのつりあい状態は3項間漸化式で記述でき、形式的には解析解まで求められてしまう。そのシンプルモデルを使って研究を進めると、クモの巣の横糸が縦糸より柔らかいことにいろいろな力学的意味があることが明らかになった。例えば、縦糸と横糸の弾性率の比が現実の値のあたりで、クモの巣の丈夫さがある意味でほぼ最適化されていることが分かった。また、この縦糸と横糸の弾性率の大きな差によって、クモは縦糸や横糸の本数をいろいろに変えても、クモの巣の強度をほとんど変えずに済む。いわば、この縦糸と横糸の大きな差おかげで、いろいろな場所に巣を張れるという高い適応性を持っていることが明らかになったのである [58] (青柳裕子さんとの共同研究)。

VI. 芸術としての基礎科学

私が物理を研究している一番の理由は楽しいからである。もうすこし詳しく言うと、例えば、学生の時分には、物理を教科書で学び、美しい世界に感動した。最近では、他人の論文を読んでいて、素晴らしい！と感動したり、研究会で他人の講演を聞いて、素晴らしい！と感動したりして、自分でもああいう結果が出したい！という強い刺激を受ける。

自分の研究室で学生さんとの議論の中で、取り組んでいる実験を支配する自然法則の見当がついてきて、その予測の正しさがじわじわと明らかになり、やがては、疑いの余地がなくなっていくプロセスも大好きである。もっぱら理論屋として研究していた頃には、同様の快感を理論的な計算を通して得ていたものである。

論文を書いていくプロセスで深い物理的理解に達し、それをなるべくわかりやすくち密に展開してストーリーを仕立てることも大好きだ。さらにそうして心血を注いで書き上げた論文を投稿して、レフェリーから手厳しい指摘を受け、それを胸に研究を続け、満足のいく結果を得て、あらたに論文を投稿して、ついにはレフェリーから絶賛の言葉を受けるのも最高である。同業者に研究の説明をしていると、目を輝かせて楽しそうに聞いてくれたり、素晴らしいと言ってくれたり、また、その結果として、研究発表を依頼してくれたり、自分のところに滞在してくれないかと言ってくれた瞬間もとても嬉しい。

学生さんたちと共に探り当てた研究テーマに学生さんたちがのめりこんで、どんどんその才能が開花されていくのを目の前にすることも嬉しくて仕方がない（人間の才能は強いモチベーションでどんどん磨かれていくものだということを強く感じる）。

もちろん、研究はいつもうまくとは限らず、苦労をたくさんするからうまくいった時の感動も格別だ。

私には、こうした思いは、画家、音楽家などの芸術家たちと共通していると思う。結局は、**それが楽しいから**、あるいは、先人が成し遂げた素晴らしいものを知り畏敬の念を抱き、自分もそれに近づきたいと思う。そして、発表の場を求め、人からの評価も強い刺激となって、さらにその仕事のレベルが洗練されていく。そして、やがて後継者を育てるなどして、そのレベルが後世に伝えられ、後の発展の種となっていく。

このように人間が楽しいと思って綿々と紡いできて後世へ引き継がれていく人類にとってかけがえのないもの、それが文化そのものだと思う。だから、基礎科学も文化なのだ。ただ、他の文化形態とは違い、特別の教育を受けた人でないとその面白さが味わえないという特殊性を持つ。その代わりに、人間の日常生活を根本から変えてしまう技術の基礎を与えることもあり得る。

いろいろ書いては見たが、私が上のようなことを本当に身にしみて感じたのは、ドウジェンヌ研究室に滞在するようになってからである。彼の周りでは、本当に大の大人が才能に恵まれた頭を突き合わせて眼の前の普通は見過ごしてしまうような些細な自然現象に徹底的にこだわり、子供が遊びに夢中になっているかのような真剣さで取り組んでいる。正直、日本にいと目先の経済活動に役立ちそうもないことをしてもよいのだろうかという気分にもなりがちだが、パリに行って友人たちの研究室を訪ねると毎回、あー、こういうふうにしてていいんだ、という安心感をいつも覚える。このことを感じてもらうには現地を研究者として訪問する機会を持つのが一番であるが、講義では代わりに先人たちの言葉を引くので、先人達がいかに**楽しいから研究をしていたか**を味わってほしい。なお、最初に紹介する画家の言葉はドウジェンヌがノーベル賞講演の最後に引いた言葉である。彼の晩年を直接に知る私としては [59]、この言葉は、彼がノーベル賞受賞後も**研究を楽しみ続けることを一番に生きていくことを宣言した言葉**だと思っている。

A. Spirits of Basic Science

1. *Boudin (Painter)* の言葉
2. *ISAAC NEWTON* の言葉
3. *Pierre-Gilles de Gennes* の言葉

VII. おわりに

私が物理学に進んだ直接のきっかけは、素粒子の場の理論を学び、その美しさ、特に数学的側面に魅了されてしまったからである。しかし、一方で、ドクター1年でニューヨークにわたり、当時の素粒子理論の一時的な停滞を感じとり、また、周りの影響もあって、非平衡量子統計や物性理論にも目を向け、幅広く研究を展開した。その後、岡崎の分子科学研究所に職を得て、素粒子論的な非平衡量子統計理論を凝縮相の分子分光理論に使った研究を行うと、瞬く間に、世界トップの実験家たちが自分の計算に強い興味を示してくれるようになった [60, 61]。それまでは、研究は自分の楽しみを第一に行い、他人から理解してもらうことは期待していなかった。そして、世界の片隅で、自分の好きな研究が細々と続けられることを夢見ていた。しかし、ちょっと目先を変えただけで、殆ど同じ計算をしているのに、このようなことが起こってとてもびっくりした。そこで、どうせならばもう少し人の役にも立ちそうなことをやってみたいと思うようになった。そこで、当時、少なくとも私の中では、アインシュタイン、ランダウ、ファインマンと同等の偉大さとカリスマ性のあったパリのドウ

ジェンヌのところへ手紙を書き、1999年から2000年にかけての半年間、彼の研究室に受け入れてもらうことになった。パリに到着して数日後、彼と初めて議論をしたときのことは今でも忘れられない。次元解析とオーダーの評価に終始して可能性をつぶしていくその議論の進め方は、印象派物理との強烈な出会いだった。パリに行く前に読んだ彼の高分子の教科書[62]からも相当な刺激を受けたが、わずか30分ほどのその最初の議論で受けた衝撃は、それとは比べ物にならないものだった。その後、ドウジェンヌからの依頼で彼の最後の著書となった表面張力の教科書を翻訳させてもらった[22]。私が表面張力のことなど全く知らないことは多分ご存じだったのではと思うが、新しいことを柔軟に吸収しようとする意欲だけは高いことを認めてもらったのだと思う。この本を訳すために、すみからすみまで完全に理解するように努力するうちに、私は完全に印象派物理学の虜になった。しかし、彼の印象派のスタイルには時として彼の深い洞察力に基づいた飛躍がある。その飛躍によるギャップを埋めるのは多くの場合実験である。実際に、パリのドウジェンヌ研究室の周りでは大掛かりでない実験装置を使いながら印象派物理によって大胆に構築された理論の助けを借りて明確な物理が次々と明らかにされていた。これが、私の小学生の頃から天体写真を撮ったり反射鏡を磨くなどしていた「極めつけ天文少年」[63]の本性に強く働きかけ、ついに、学生さんとともに実験研究をはじめてしまった。ドウジェンヌ研究室で見てきた質素な環境から明快な物理を明らかにするという美学に影響され、家庭用のビデオカメラと手軽なアクリル工作と薬局やホームセンターで手に入る液体を使って、うまくいくことなど何の保証もないままに実験を始めたのだ。しかし、それから5年余りたった今、当初予想もしなかった形で、明確な物理がつぎつぎと明らかになり、正直驚いている。そして、きれいな物理法則が身の回りにあふれているらしいということにかなり確信が持てるようになってきた。学生さんたちの優れた能力に私の経験がよくマッチして、この予想外の展開に至っていると思う。こんな私についてくれてきた学生さんたちにはこの場を借りて深く感謝したい。いままでいろいろな分野を渡り歩いてきた私ではあるが、最近、私がこれから目指すことはかなり明確になってきた。それは、印象派物理学のスタイルでの研究を続けることで、世界中の研究者や技術者が共通の言語として印象派物理学のスタイルを身につけて研究・開発を進めるようになり、世界中の中学・高校の教科書で印象派物理学が教えられるようになることである。その長い道のりの第一歩が本講義となることを願って筆を置く。

[1] 奥村剛(2011) 天然物質の強靱性: 硬・柔の組み合わせの妙 - 真珠層とクモの巣を例として. 日本物理学会誌 66:97-105.

[2] Yokota M, Okumura K (2011) Dimensional crossover in the coalescence dynamics of viscous

- drops confined in between two plates. *Proc. Nat. Acad. Sci. (USA)* 108:6395–6398; featured in In this issue (This week in PNAS), PNAS, 108 (2011) 6337.
- [3] Eri A, Okumura K (2011) Viscous drag friction acting on a fluid drop confined in between two plates confined in between two plates. *Soft Matter*, 7, 5648 (2011); selected as "hot article" and made access-free for 4 weeks by RSC publishing.
 - [4] Takehara Y, Fujimoto S, Okumura K (2010) High-velocity drag friction in dense granular media. *EPL* 92:44003.
 - [5] Eggers, J LJSH (1999) Coalescence of liquid drops. *J. Fluid Mech.* 401:293–310.
 - [6] Aarts DGAL, Lekkerkerker HNW, Guo H, Wegdam GH, Bonn D (2005) Hydrodynamics of droplet coalescence. *Phys. Rev. Lett.* 95:164503.
 - [7] Richard D, Clanet C, Quéré D (2002) Surface phenomena: Contact time of a bouncing drop. *Nature* 417:811.
 - [8] Doshi P, et al. (2003) Persistence of memory in drop breakup: The breakdown of universality. *Science* 302:1185–1188.
 - [9] Couder Y, Protiere S, Fort E, Boudaoud A (2005) Dynamical phenomena: Walking and orbiting droplets. *Nature* 437:208–208.
 - [10] Ristenpart WD, Bird JC, Belmonte A, Dollar F, Stone HA (2009) Non-coalescence of oppositely charged drops. *Nature* 461:377–380.
 - [11] Kelley E, Wu M (1997) Path instabilities of rising air bubbles in a hele-shaw cell. *Phys. Rev. Lett.* 79:1265–1268.
 - [12] Bird J, De Ruiter R, Courbin L, Stone H (2010) Daughter bubble cascades produced by folding of ruptured thin films. *Nature* 465:759–762.
 - [13] Frohn A, Roth N (2000) *Dynamics of Droplets* (Springer, Berlin).
 - [14] Weaire D, Hutzler S (1999) *The Physics of Foams* (Clarendon Press, Oxford).
 - [15] Cantat I, et al. (2010) *Les mousses: structure et dynamique* (Belin, Paris).
 - [16] Wang JZ, Zheng ZH, Li HW, Huck WTS, Siringhaus H (2004) Dewetting of conducting polymer inkjet droplets on patterned surfaces. *Nature Mater.* 3:171–176.
 - [17] Squires TM, Quake SR (2005) Microfluidics: Fluid physics at the nanoliter scale. *Rev. Mod. Phys.* 77:977.
 - [18] Thomson J, Newall H (1885) On the formation of vortex rings by drops falling into liquids, and some allied phenomena. *Proc. R. Soc. Lond.* 39:417–436.
 - [19] Bird JC, Ristenpart WD, Belmonte A, Stone HA (2009) Critical angle for electrically driven coalescence of two conical droplets. *Phys. Rev. Lett.* 103:164502.
 - [20] Debrégeas G, de Gennes PG, Brochard-Wyart F (1998) The life and death of "bare" viscous bubbles. *Science* 279:1704–1707.
 - [21] Bird JC, Mandre S, Stone HA (2008) Short-time dynamics of partial wetting. *Phys. Rev. Lett.* 100:234501.
 - [22] ドウジェンヌ・プロシヤール・ケレ著, 奥村剛訳 (2008) 表面張力の物理学 C D 付第 2 版 - しずく、あわ、みずたま、さざなみの世界 - (吉岡書店).
 - [23] Burton JC, Taborek P (2007) Role of dimensionality and axisymmetry in fluid pinch-off and coalescence. *Phys. Rev. Lett.* 98:224502.
 - [24] Case SC, Nagel SR (2008) Coalescence in low-viscosity liquids. *Phys. Rev. Lett.* 100:084503.
 - [25] Eri A, Okumura K (2010) Bursting of a thin film in a confined geometry: Rimless and constant-velocity dewetting. *Phys. Rev. E* 82:030601(R).
 - [26] Constantin P, et al. (1993) Droplet breakup in a model of the hele-shaw cell. *Phys. Rev. E* 47:4169–4181.
 - [27] Goldstein RE, Pesci AI, Shelley MJ (1993) Topology transitions and singularities in viscous flows. *Phys. Rev. Lett.* 70:3043–3046.
 - [28] Taylor G, Saffman PG (1959) A note on the motion of bubbles in a hele-shaw cell and porous medium. *The Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics* 12:265–279.
 - [29] Tanveer S (1986) The effect of surface tension on the shape of a Hele-Shaw cell bubble. *Phys.*

- Fluids* 29:3537–3548.
- [30] Eggers J (1997) Nonlinear dynamics and breakup of free-surface flows. *Rev. Mod. Phys.* 69:865–930.
 - [31] Goldstein RE, Pesci AI, Shelley MJ (1995) Attracting manifold for a viscous topology transition. *Phys. Rev. Lett.* 75:3665–3668.
 - [32] Howell PD (1999) The draining of a two-dimensional bubble. *J. Eng. Math.* 35:251–272.
 - [33] Maxworthy T (1986) Bubble formation, motion and interaction in a Hele-Shaw cell. *J. Fluid Mech.* 173:95–114
 - [34] Kopf-Sill AR, Homsy GM (1988) Bubble motion in a Hele-Shaw cell. *Phys. Fluids* 31:18–26.
 - [35] Maruvada SRK, Park CW (1996) Retarded motion of bubbles in Hele-Shaw cells. *Phys. Fluids* 8:3229–3233.
 - [36] Bretherton FP (1961) The motion of long bubbles in tubes. *J. Fluid. Mech.* 10:166.
 - [37] Eri A, Okumura K (2007) Lifetime of a two-dimensional air bubble. *Phys. Rev. E* 76:060601 (R).
 - [38] Johnson PA, Jia X (2005) *Nature* 437:871.
 - [39] ジャック・デュラン著, 中西秀・奥村剛訳(2002) 粉粒体の物理学 - 砂と粉と粒子の世界への誘い - (吉岡書店).
 - [40] Jaeger HM, Nagel SR, Bheringer RP (1996) *Rev. Mod. Phys.* 68:1259.
 - [41] De Gennes PG (1999) *Rev. Mod. Phys.* 71:S374.
 - [42] Forterre Y, Pouliquen O (2008) *Annu. Rev. Fluid. Mech.* 40:1.
 - [43] Liu AJ, Nagel SR (1998) *Nature* 396:21.
 - [44] Drocco JA, Hastings MB, Reichhardt CJO, Reichhardt C (2005) *Phys. Rev. Lett.* 95:088001.
 - [45] Wiegardt K (1975) *Annu. Rev. Fluid. Mech.* 7:89.
 - [46] Albert R, Pfeifer MA, Barabási AL, Schiffer P (1999) *Phys. Rev. Lett.* 82:205.
 - [47] Hartley RR, Behringer RP (2003) *Nature* 421:928.
 - [48] Candelier R, Dauchot O (2009) *Phys. Rev. Lett.* 103:128001.
 - [49] Katsuragi H, Durian DJ (2007) *Nature Phys.* 3:420.
 - [50] Goldman DI, Umbanhowar P (2008) *Phys. Rev. E* 77:021308.
 - [51] Chehata D, Zenit R, Wassgren CR (2003) *Phys. Fluids* 15:1622.
 - [52] Buchholtz V, Pöschel T (1998) *Granular Matter* 1:33.
 - [53] Zenit R, Karion A (2000) Granular flow around a cylinder. *Proceedings of the 2000 AIChE Annual Fall Meeting Los Angeles CA*.
 - [54] Bharadwaj R, Wassgren C, Zenit R (2006) *Phys. Fluids* 18:043301.
 - [55] Shiina Y, Hamamoto Y, Okumura K (2006) Fracture of soft cellular solids - case of non-crosslinked polyethylene foam. *Europhysics Letters* 76:588–594.
 - [56] De Gennes PG, Okumura K (2001) Why is nacre strong? : Elastic theory and fracture mechanics for biocomposites with stratified structures. *Eur. Phys. J. E* 4:121–127.
 - [57] Hamamoto Y, Okumura K (2008) Analytical solution to a fracture problem in a tough layered structure. *Phys. Rev. E* 78:026118.
 - [58] Aoyanagi Y, Okumura K (2010) Simple model for the mechanics of spider webs. *Phys. Rev. Lett.* 104:038102; featured in, Philip Ball, Web designers, *Nature Materials* 9, 190 (2010).
 - [59] 奥村剛(2007) My memories of PGG (P.-G. de Gennes). *日本物理学会誌* 2007年8月号 62:634.
 - [60] Okumura K, Tanimura Y (1997) Femtosecond two-dimensional spectroscopy from anharmonic vibrational modes of molecules in the condensed phase. *J. Chem. Phys.* 107:2267–2283.
 - [61] Okumura K, Tanimura Y (1997) The (2n+1)th-order off-resonant spectroscopy from the (n+1)th-order anharmonicities of molecular vibrational modes in the condensed phase. *J. Chem. Phys.* 106:1687–1698.
 - [62] de Gennes 著, 久保亮五監修、高野宏・中西秀訳(1984) 高分子の物理学 - スケーリングを中心にして - (吉岡書店).
 - [63] TOKYO ライフ(1984年9月21日) 手作り反射式望遠鏡. *読売新聞*.